

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
 КОНДЕНСАЦИИ В ЦЕНТРИРОВАННОЙ ВОЛНЕ РАЗРЕЖЕНИЯ

*А. В. Куриаков, Г. А. Салтанов, Р. А. Ткаленко*

(Москва)

Анализу процесса спонтанной конденсации в одномерной постановке посвящено достаточно много работ. Однако в действительности сверхзвуковые течения не являются одномерными. Наиболее ярко эффект двумерности проявляется в двухфазных течениях, например в соплах, косых срезах сопловых турбинных решеток, волнах разрежения. Исследование подобных течений как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении является сложной задачей, к решению которой приступили лишь в последнее время. В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследований спонтанной конденсации паров воды в центрированной волне разрежения, образующейся при обтекании сверхзвуковым потоком выпуклого угла.

1. Теоретическое исследование конденсации в центрированной волне разрежения проводится по методике работы [1]. Различие состоит в том, что в данном случае исследуется расширение чистого водяного пара (массовая концентрация газа-носителя считается равной нулю). Кроме этого учитывается температурное (конденсационное) отставание образующихся капель и газа.

Поместим начало декартовой системы координат в точку излома. Ось  $x$  направим по скорости на начальной характеристике, выходящей из вершины угла, а ось  $y$  — по нормали к ней. Все параметры размерности длины будем относить к некоторому характерному расстоянию от угловой точки по оси  $y$ .

Для скорости роста капли используем формулу Кнудсена

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\alpha}{(2\pi RT)^{1/2}} \left[ p - \left( \frac{T}{T^0} \right)^{1/2} p_s(T^0) \right] \quad (1.1)$$

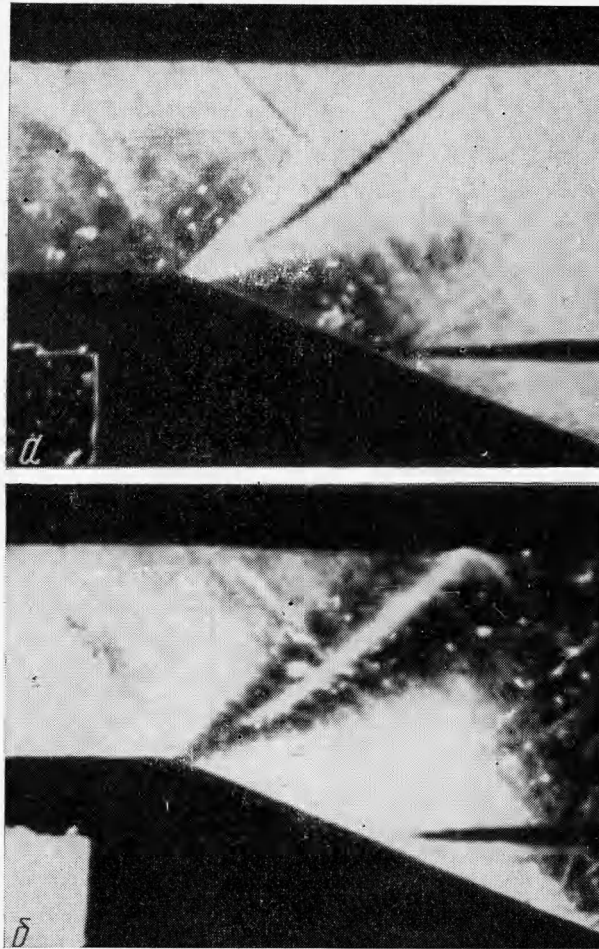
где  $r$  — радиус капли,  $t$  — время,  $\alpha$  — коэффициент конденсации,  $T$  и  $T^0$  — температура газа и капель соответственно,  $R$  — газовая постоянная,  $p$  — давление,  $p_s(T)$  — давление насыщенных паров над плоской поверхностью фазового перехода.

Температуру капли будем находить из уравнения, представляющего собой баланс энергии конденсирующихся, отраженных и испаряющихся молекул. Если обозначить через  $\beta$  коэффициент термической аккомодации, через  $\kappa$  — показатель изэнтропы, а через  $L$  — теплоту конденсации, то это уравнение запишется [2]

$$\alpha \left( \frac{T}{T^0} - \frac{2L}{RT} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T^0} \right)^{1/2} \frac{p_s(T^0)}{p} \right] - \\ - \alpha \left[ 1 - \left( \frac{T^0}{T} \right)^{1/2} \frac{p_s(T^0)}{p} \right] + (1 - \alpha) \beta \left( \frac{T^0}{T} - 1 \right) = 0 \quad (1.2)$$

В уравнения (1.1) и (1.2) входят неизвестные коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$ , которые определяются экспериментально. Диапазон изменения их лежит

в пределе от 0 до 1. Как показали квазиодномерные расчеты расширения водяного пара в соплах [3], подходящим выбором коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  можно добиться того, чтобы согласие между теоретическим и экспериментальными распределениями статического давления было удовлетворительным. Там же было отмечено, что коэффициент термической аккомодации незначительно влияет на распределение статического давления. По этой причине в данных расчетах принималось  $\beta = 1$ .



Фиг. 1

В отличие от работы [1], где состояние потока исследовалось вдоль линий тока в данной работе вследствие специфики эксперимента сравнение статического давления производилось вдоль линий, параллельных направлению потока на начальной характеристике пучка. Коэффициент конденсации  $\alpha$  подбирался таким образом, чтобы теоретическое и экспериментальное распределения давления вдоль горизонтальных линий и волновая картина течения по мере возможности совпали.

Поле течения рассчитывалось методом характеристик. Исследовалась область течения между начальной и замыкающей характеристиками пучка,

выходящего из точки излома. Сверху указанная область ограничивалась первой отраженной от верхней стенки сопла линией Маха.

2. Эксперимент проводился в МЭИ на кафедре паровых и газовых турбин на установке для исследования двухфазных течений [4]. Равномерный сверхзвуковой поток перед обтеканием тупого угла получался после расширения в плоском сопле (фиг. 1). Опытные данные показывают, что расширение вплоть до угловой точки практически происходит без потерь, поток перед ней равномерный и конденсация отсутствует. Параметры на начальной характеристике, выходящей из точки излома, вычислялись по формулам одномерного изэнтропического расширения при заданных температуре  $T_0$  и давлении  $p_0$  перед соплом. Показатель изэнтропии для паров воды принимался равным  $\kappa = 1.3$ .

При помощи теневого прибора ИАБ — 451 фиксировался волновой спектр течения. Волновой спектр одного из режимов расширения сверхзвукового потока переохлажденного водяного пара представлен на фиг. 1. Теневой прибор фиксирует зону наибольших градиентов плотности, выделяя ее в зависимости от положения ножа темной (фиг. 1, а) или светлой (фиг. 1, б) линиями. Таким образом, экспериментально скачок конденсации определяют как узкую зону, в которой фиксируется резкое изменение плотности или давления. В то же время теоретически [1] начало конденсации более правильно определять линией максимального пересыщения (или переохлаждения), которая располагается вверх по потоку от зоны резкого изменения плотности. Если зона скачка конденсации узкая, то оба определения практически совпадают.

Параметрам на входе в сопло  $T_0 = 390^\circ \text{К}$  и  $p_0 = 0.935 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$  соответствуют параметры на начальной прямолинейной характеристике пучка

$$T_1 = 307^\circ \text{К}, p_1 = 0.328 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2, M_1 = 1.35$$

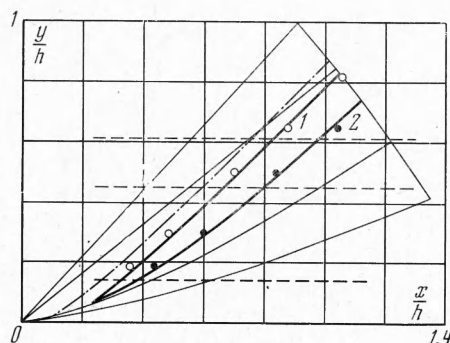
где  $M$  — число Маха.

Исследовалось распределение статического давления в потоке. Так как провести измерение параметров вдоль линий тока было практически невозможно, измерялось распределение статического давления на различных расстояниях от угловой точки в сечениях, параллельных набегающему потоку. Измерения проводились зондом-иглой, который мог перемещаться как в продольном, так и в поперечном направлениях. Для измерения были выбраны следующие сечения:  $y/h = 0.14, 0.45, 0.61$ . В качестве характерной величины  $h$  было выбрано расстояние по оси  $y$  между точкой излома и верхней стенкой сопла ( $h = 0.37 \text{ см}$ ).

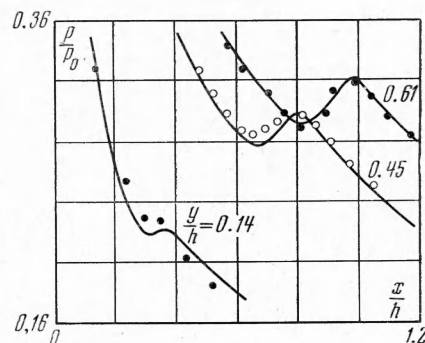
3. Для ряда значений коэффициента конденсации  $\alpha$  было рассчитано поле сверхзвукового течения паров воды в области центрированной волны разрежения, образующейся при обтекании угла в  $25^\circ$ . Исследование волнового спектра течения и распределения статического давления, полученных экспериментально, дало возможность выбрать значение коэффициента конденсации равным  $\alpha = 0.04$ .

На фиг. 2 приведено схематическое изображение течения в центрированной волне разрежения. Тонкими линиями, выходящими из начала координат, изображены характеристики первого семейства. Такой же линией, выходящей из точки пересечения начальной характеристики пучка с верхней стенкой сопла (линией  $y = h$ ), обозначена первая отраженная характеристика второго семейства, выше которой расчет пока не производился. Это было связано с тем, что для расчета течения выше отраженной линии Маха необходимо удовлетворять дополнительному граничному условию на стенке. Горизонтальными пунктирными линиями отмечены сечения, вдоль которых производились измерения статического давления.

На фиг. 3 нанесены кривые распределения статического давления вдоль горизонтальных линий, отмеченных пунктиром на фиг. 2. Результаты теоретического исследования представлены сплошными линиями. Кружочками нанесены экспериментальные данные. Как видно из этой фигуры, при удалении от угловой точки наблюдается более сильное увеличение давления в зоне конденсации и ширина этой зоны возрастает. Такой характер изменения статического давления в зоне конденсации обусловлен соотношением между скоростью расширения среды и скоростью подвода тепла,



Фиг. 2



Фиг. 3

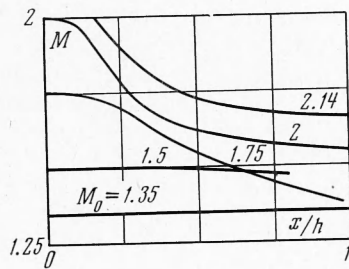
выделяющегося при конденсации. Расширение происходит с уменьшением статического давления, в то время как выделение тепла в сверхзвуковом потоке приводит к его увеличению. В зависимости от этого кривая распределения давления может иметь различный вид [5]. С приближением к угловой точке скорость расширения сильно возрастает, а скорость конденсации изменяется менее существенно, что приводит к сглаживанию кривой распределения статического давления в зоне скачка конденсации.

По этой причине скачок конденсации экспериментально удается зафиксировать лишь на некотором расстоянии от угловой точки (фиг. 1). При удалении от точки излома ширина скачка конденсации увеличивается, однако максимальное ее значение в рассматриваемом случае не превышает 7 мм. Как показывает фиг. 3, экспериментальные данные находятся в удовлетворительном соответствии с теоретическими расчетами.

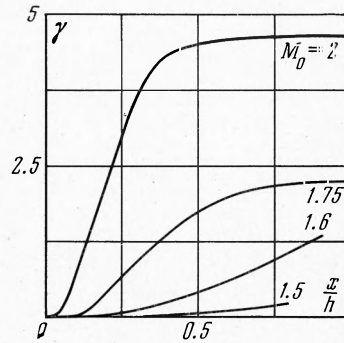
На фиг. 2 нанесена кривая (штрих-пунктир), на которой переохлаждение достигает максимума. Если этот максимум фиксировать вдоль линий тока, то рассматриваемая кривая будет иметь излом в точке ее пересечения с замыкающей характеристикой пучка, после чего до вершины угла она совпадет с последней характеристикой [1]. Эту кривую можно рассматривать как передний фронт зоны конденсации. Жирные линии 1 и 2 на фиг. 2 соответствуют линиям минимального и максимального давления. Ниже точки пересечения этих линий кривая изменения статического давления вдоль горизонталей  $y = \text{const}$  изменяется монотонно. Здесь же нанесены экспериментальные точки, снятые с фиг. 1. Светлые кружки соответствуют передней линии, ограничивающей конденсационный скачок, а темные — задней линии. Видно, что результаты эксперимента находятся в удовлетворительном согласии с теорией, так как теневой прибор фиксирует область максимальных градиентов давления, т. е. область между  $P_{\min}$  и  $P_{\max}$  в зоне конденсации.

Характеристики, выходящие из точки излома, остаются прямолинейными приблизительно до тех пор, пока не пересекут передний фронт зоны конденсации (штрих-пунктирная кривая), т. е. до момента пока конден-

сация не оказывает заметного влияния на параметры потока. После входа в зону скачка конденсации характеристики начинают искривляться и угол их наклона к оси  $x$  увеличивается. После пересечения линии максимального давления (кривая 2 на фиг. 2) по мере проникновения в область, где расширение происходит с небольшим отклонением от равновесного, наклон характеристик меняется менее интенсивно. На достаточно больших расстояниях от зоны скачка конденсации угол наклона характеристик сохраняется практически постоянным.



Фиг. 4



Фиг. 5

В рассматриваемом случае, несмотря на увеличение наклона пересечения характеристик не наблюдалось. Интересно отметить, что расчеты, проведенные для больших значений коэффициента конденсации ( $\alpha = 0.5$  и  $1.0$ ), фиксировали пересечение характеристик, что, как известно из газовой динамики, должно приводить к образованию скачка уплотнения. Чем больше значение коэффициента конденсации, тем интенсивнее происходит образование зародышей и их рост, тем больше скорость подвода тепла к потоку. Это в свою очередь приводит к более сильному искривлению характеристик. Результаты расчета течения, полученные при  $\alpha = 0.5$  и  $1.0$  не согласуются с экспериментальными данными. Совпадение происходит для  $\alpha = 0.04$ , причем в этом случае характеристики не пересекаются. Таким образом, в рассматриваемом случае, несмотря на рост давления в центрированной волне разрежения, скачок конденсации не сопровождается скачком уплотнения. Однако в принципе возможность появления за скачком конденсации скачка уплотнения не следует исключать. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

Известно, что при расчете сверхзвуковых течений совершенного газа характеристики в центрированной волне разрежения являются линиями постоянных параметров. Это условие не соблюдается, когда расширение сопровождается конденсацией. На фиг. 4 представлена зависимость замороженного числа Маха вдоль различных характеристик пучка. Для каждой кривой приведены значения чисел Маха на рассматриваемой характеристике в угловой точке  $M_0$ . Изменение весовой степени влажности  $\gamma$  вдоль характеристик представлено на фиг. 5. Цифры над кривыми означают то же, что и на фиг. 4. Из приведенных графиков видно, что наибольшее изменение параметров вдоль характеристик происходит в зоне скачка конденсации. После пересечения этой зоны интенсивность изменения параметров уменьшается, и в дальнейшем они остаются практически постоянными.

Совпадение теории и эксперимента было достигнуто варьированием коэффициента конденсации  $\alpha$ , причем коэффициент термической аккомо-



дании  $\beta$  считался равным единице. По-видимому, для более обоснованного выбора  $\beta$  необходимо совпадение не только волновой картины течения и распределения статического давления, но и еще некоторых характеристик потока, например дисперсности.

Поступила 21 I 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т к а л е н к о Р. А. О спонтанной конденсации при обтекании сверхзвуковым потоком выпуклого угла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5, стр. 73—77.
2. К а н ь С а н - в у к. Исследование роста конденсированных частиц в разреженных и континуальных средах. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 7, стр. 91—99.
3. Б а х а н о в В. П., Б у й к о в М. В. Кинетика квазистационарной гомогенной конденсации водяного пара в сверхзвуковом сопле. Сб. «Физика аэродисперсных систем». № 2, Киев, 1970.
4. Д е й ч М. Е., С т е п а н ч у к В. Ф., С а л т а н о в Г. А., Ц и к л а у р и Г. В. Экспериментальное исследование скачков конденсации. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, вып. 5, стр. 789—796.
5. Д е й ч М. Е., Ф и л и п п о в Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., «Энергия», 1968.